Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 2, с. 75 – 81 

# Задержка сверхизлучения как отличительный признак невинеровской динамики обобщенной модели Дике

*А. И. Трубилко*[+1)], *А. М. Башаров*[*×1)]

[+]*Санкт-Петербургский университет ГПС МЧС России, 196105 С.-Петербург, Россия*

[*]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[×]*Московский физико-технический институт (технический университет), 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 12 ноября 2018 г.
После переработки 12 ноября 2018 г.
Принята к публикации 16 ноября 2018 г.

Обнаружена задержка импульса сверхизлучения ансамбля одинаковых атомов в полувозбужденном состоянии и ее отсутствие для ансамбля, атомы в котором полностью возбуждены. Эти эффекты обусловлены учетом нерезонансного взаимодействия локализованного атомного ансамбля с вакуумным широкополосным окружением, которое игнорировалось в рамках описания традиционной моделью Дике, но учтено на основе обобщенной модели Дике.

DOI: 10.1134/S0370274X19020012

**1. Введение.** Ансамбль возбужденных атомов, находящихся в вакуумном широкополосном окружении и локализованный в области пространства, размерами, много меньшими всех характерных длин волн электромагнитных полей, может излучать как единый коллективный источник. Такое кооперативное излучение представляет образование с некоторой задержкой во времени мощного короткого светового импульса сверхизлучения, длительность которого обратно пропорциональна числу атомов в системе, а интенсивность в максимуме определяется квадратом числа излучателей. Само явление объясняется возникновением когерентной динамики атомов, взаимодействующих посредством поля излучения, в рамках традиционной модели Дике [1]. Эта модель учитывает только резонансные взаимодействия атома с квантованным электромагнитным полем, полностью игнорируя нерезонансные взаимодействия между ними. В настоящее время термин сверхизлучение приобрел значительно более широкое толкование [2], и его, например, относят к исследованию коллективного излучения в протяженных средах, примесей в твердотельных матрицах [3] и нанокристаллов [4]. Однако, большинство теоретических исследований по-прежнему не выходят за рамки резонансного приближения и не учитывают нерезонансные взаимодействия [5, 6].

Динамика атомного ансамбля, определяющая явление и представляющая пример квантовой открытой системы, может быть описана кинетическим уравнением, которое наиболее просто удается получить, используя технику стохастических дифференциальных уравнений (СДУ) в рамках марковского приближения. Основные динамические уравнения квантовой теории взаимодействия открытой системы с широкополосным окружением в марковском приближении приобретают корректный статус только после перехода к СДУ [7, 8]. Последние порождены дифференциалами Ито основных квантовых случайных процессов, отвечающих особой алгебре. В рамках такого рассмотрения традиционная модель Дике кооперативного излучения, отвечающая резонансным процессам взаимодействия, определена только порождающим и уничтожающим квантовыми стохастическими процессами [7–11]. Именно эти два процесса определяют квантовый винеровский процесс, поэтому динамику атомной системы в таком случае следует называть винеровской.

Квантовый считывающий случайный процесс естественным образом возникает при построении эффективного гамильтониана [12] взаимодействия атомной системы и вакуумного окружения во втором порядке теории возмущений и отвечает нерезонансным взаимодействиям [13, 14]. Вклад, обусловленный слагаемыми второго порядка по константе взаимодействия атомов с полем, в оператор эффективного взаимодействия определен слагаемыми трех видов. Во-первых, слагаемыми не зависящими от операторов рождения и уничтожения фотонов электромагнитных полей и описывающими

[1)]e-mail: trubilko.andrey@gmail.com; basharov@gmail.com

лэмбовский сдвиг, который учитывается простой перенормировкой резонансной частоты перехода излучающей системы [15] и диполь-дипольное взаимодействие атомов, которое в теории сверхизлучения Дике не учитывается. Третий вклад дается слагаемым, определенным билинейной комбинацией операторов рождения и уничтожения квантованного электромагнитного поля. Им обычно пренебрегают, поскольку его среднее значение для вакуумного состояния поля равно нулю, и, кроме того, это слагаемое является оператором следующего порядка малости по отношению к оператору, описывающему резонансные взаимодействия. Однако, благодаря алгебраическим свойствам дифференциала Ито считывающего квантового процесса, в случае локализованного атомного ансамбля взаимодействующего с вакуумным окружением в марковском приближении, процессы второго порядка могут быть учтены точно при помощи математического аппарата, основанного на алгебре Хадсона–Партасарати [16]. В результате оказывается возможным построение квантового СДУ, описывающего изменение оператора эволюции атомного ансамбля и окружения, определяемое всеми тремя основными квантовыми случайными процессами [13, 14, 17–20] и учитывающего нерезонансные процессы взаимодействия. Динамика атомного ансамбля при этом может быть названа невинеровской, а модель Дике, учитывающая нерезонансные взаимодействия, обобщенной. На основе такого описания стали возможными исследования проявлений невинеровской динамики в других задачах оптики [21–24].

Каждый энергетический уровень отдельного атома при нерезонансных взаимодействиях с внешними полями характеризуется своим параметром, который оказался в точности таким же, как и параметры, возникающие при описании динамического Штарк-эффекта в классических полях [25, 26]. Поэтому параметры взаимодействия, как и само взаимодействие, будем называть штарковским. Для симметричного по перестановкам ансамбля одинаковых атомов, параметры штарковского взаимодействия для коллективных состояний зависят также от параметра кооперативности и положения коллективного уровня и влияют на невинеровскую динамику системы.

В данной работе представлен новый эффект, являющийся одним из важных отличительных признаков проявления невинеровской динамики атомной системы. Показано, что различие в величинах параметров штарковского взаимодействия рабочих уровней атомной системы, существенным образом влияет на время задержки импульса сверхизлучения полностью возбужденного и полувозбужденного атомных ансамблей. Время задержки импульса сверхизлучения является параметром, доступным для экспериментального исследования. Основанием к проявлению невинеровских свойств коллективной динамики является явление стабилизации возбужденного атомного состояния по отношению к коллективному распаду при определенном числе атомов ансамбля [13, 14, 27].

**2. Кинетическое уравнение коллективной невинеровской атомной динамики.** Кинетическое уравнение для атомной системы, взаимодействующей с широкополосными полями с учетом нерезонансных взаимодействий, имеет универсальный вид [18], получаемый на основе алгебраической теории возмущений и техники квантовых СДУ. Прежде чем привести его, представим эффективный гамильтониан задачи. Мы рассматриваем $N_a$ неподвижных одинаковых атомов, которые взаимодействуют в электродипольном приближении с вакуумным квантованным электромагнитным полем с нулевой плотностью фотонов. Пусть часть атомов ансамбля возбуждена на один и тот же атомный уровень $|E_2\rangle$, а другая часть находится в основном энергетическом состоянии $|E_1\rangle$. Размер области локализации атомов считаем существенно меньше длины волны излучения, возникающего при переходе с уровня $|E_2\rangle$ на уровень $|E_1\rangle$. Описанные условия отвечают формулировке традиционной модели Дике [1]. Тогда взаимодействие атомного ансамбля с широкополосными полями описывается в алгебраической теории возмущений не только оператором резонансного взаимодействия, как у Дике, называемого оператором в приближении вращающейся волны, но и эффективным оператором нерезонансного взаимодействия. Приведем общий вид такого эффективного гамильтониана в представлении взаимодействия

$$V^{\text{eff}}(t) = \int d\omega \Gamma(\omega) b^\dagger(\omega) d_{12} e^{i(\omega-\omega_{21})t} R_- + \\ + h.c. + V^{D-D}(t) + \\ + \int d\omega d\omega' \Gamma(\omega)\Gamma(\omega') b^\dagger(\omega) b(\omega') e^{i(\omega-\omega')t} \times \\ \times \Big(\Pi_+(\omega,\omega')\frac{N_a}{2} + \Pi_-(\omega,\omega') R_3\Big),$$

$$\Pi_k(\omega) = \sum_j \frac{|d_{kj}|^2}{\hbar}\Big(\frac{1}{\omega_{kj}+\omega} + \frac{1}{\omega_{kj}-\omega}\Big),$$

$$\Pi_\pm(\omega,\omega') = \frac{1}{2}\Big[(\Pi_1(\omega)+\Pi_1(\omega')) \pm (\Pi_2(\omega)+\Pi_2(\omega')\Big].$$

Здесь

$$V^{D-D} = -\int d\omega \frac{\Gamma^2(\omega)|d_{21}|^2}{\hbar(\omega+\omega_{21})}\Big(R_-R_+ + R_+R_- - N_a\Big)$$

представляет собой оператор диполь-дипольного взаимодействия атомов, а лэмбовские сдвиги включены в частоты атомных переходов. Буквами *h.c.* обозначено слагаемое, эрмитово сопряженное предыдущему. Введены следующие стандартные обозначения: $\omega_{kj} = \big(E_k - E_j\big)/\hbar$ – частота перехода между атомными квантовыми уровнями $|E_k\rangle$ и $|E_j\rangle$; $d_{kj}$ – матричные элементы оператора дипольного момента атома; $\Gamma(\omega)$ – геометрический параметр взаимодействия открытой системы и окружающего вакуумного электромагнитного поля [13]. Операторы рождения $b^\dagger(\omega)$ и уничтожения $b(\omega)$ характеризуют кванты частоты $\omega$, причем $\Big[b(\omega), b^\dagger(\omega^{'})\Big] = \delta(\omega-\omega^{'})$. Описание динамики многоатомной системы сводится к коллективным атомным операторам

$$R_3 = \frac{1}{2}\sum_i \Big(|E_2^{(i)}\rangle\langle E_2^{(i)}| - |E_1^{(i)}\rangle\langle E_1^{(i)}|\Big),$$
$$R_- = \sum_i |E_1^{(i)}\rangle\langle E_2^{(i)}|, R_+ = \sum_i |E_2^{(i)}\rangle\langle E_1^{(i)}|,$$

отвечающим коммутационным соотношениям $\Big[R_3; R_\pm\Big] = \pm R_\pm$, $\Big[R_+; R_-\Big] = 2R_3$.

Выполнение стандартного для теории открытых систем марковского приближения, удовлетворяющего условиям [7, 11]

$$\Gamma(\omega) = \text{const},$$
$$\Pi_\pm(\omega,\omega') = \text{const}, \quad \langle b(\omega)b^\dagger(\omega')\rangle = \delta(\omega-\omega'),$$

приводит к необходимости понимания и перезаписи уравнения Шредингера всей системы как квантового СДУ. В этих условиях оператор эволюции запишем в виде

$$dU(t,t_0) = U(t+dt,t_0) - U(t,t_0) =$$
$$= \Big(\exp(-\frac{i}{\hbar}V^{\text{eff}}(t)dt) - 1\Big)U(t,t_0),$$

где символ

$$V^{\text{eff}}(t)dt =$$
$$= V^{D-D}(t)dt + Y^+dB(t) + Y^-dB^+(t) + Y_\Lambda d\Lambda(t)$$

определяет представление эффективного гамильтониана в виде дифференциалов Ито основных квантовых случайных процессов – порождающего $B^+(t)$, уничтожающего $B(t)$ и считывающего $\Lambda(t)$:

$$b(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i(\omega-\omega_{21})t}b_\omega,$$
$$B(t) = \int_0^t dt^{'} b(t^{'}), \quad \Lambda(t) = \int_0^t dt^{'} b^\dagger(t^{'})b(t^{'}).$$

Для вакуумного состояния окружения дифференциалы Ито определяют свойства алгебры Хадсона–Партасарати [16], которая позволяет в решении просуммировать во всех порядках ряды обычной теории возмущений.

Кинетическое уравнение для матрицы плотности $\rho$ ансамбля одинаковых атомов отвечает усреднению вектора состояния всей системы по состоянию вакуумного окружения. Запишем его в следующем обезразмеренном виде

$$\frac{\partial\rho}{\partial\tau} = |\chi|^2\Big(R_+\frac{\mathcal{Y}+i\mathcal{R}}{\mathcal{R}^2}R_-\rho + \rho R_+\frac{\mathcal{Y}^\dagger - i\mathcal{R}}{\mathcal{R}^2}R_- +$$
$$+ \frac{\mathcal{Y}}{\mathcal{R}}R_-\rho R_+\frac{\mathcal{Y}^\dagger}{\mathcal{R}}\Big), \tag{1}$$

где мы использовали рукописные буквы, чтобы подчеркнуть безразмерный характер обозначаемых ими величин. При записи уравнения (1) отсутствует вклад от диполь-дипольного взаимодействия, которое несущественно в уравнении для диагональных элементов матрицы плотности, используемом далее. Им обычно пренебрегают и в стандартной теории сверхизлучения Дике. Безразмерное время $\tau = \omega_{21}t$ определено резонансной частотой $\omega_{21}$ рабочего перехода двухуровневой системы. Операторозначные функции $\mathcal{Y} = \Big(\exp\big(-i\mathcal{R}\big) - 1\Big)$ в правой части, наряду с порождающим и уничтожающим квантовыми процессами, порождены и квантовым считывающим процессом, который определен в операторе эффективного взаимодействия слагаемыми второго порядка по константе взаимодействия атомов с полем. Их следует понимать как разложения в ряд по оператору $\mathcal{R} = \big(\eta_+\frac{N_a}{2} + \eta_-R_3\big)$. Введены следующие параметры, характерные для описания взаимодействия ансамбля атомов с широкополосным полем с нулевой плотностью числа фотонов

$$\chi = \frac{\sqrt{2\pi}\Gamma(\omega_{21})d_{21}}{\hbar\sqrt{\omega_{21}}},$$

$$\eta_\pm = \frac{2\pi}{\hbar}\Gamma^2(\omega_{21})\Big[\Pi_2(\omega_{21}) \pm \Pi_1(\omega_{21})\Big].$$

В случае пренебрежения штарковским взаимодействием, что отвечает условиям $\eta_\pm = 0$, имеем винеровскую динамику атомов модели Дике, описывающую эффект сверхизлучения посредством релаксационного оператора, который содержит только повышающий и понижающий коллективные атомные операторы и следует, таким образом, из обобщенной модели Дике.

**3. Кооперативное излучение невинеровской динамики атомов.** Для решения уравнения (1) используем симметризованный по всем возможным перестановкам состояний атомной системы базис Дике. Его базисные функции $|r,m\rangle$ образуют (2r+1)-мерное представление алгебры момента с генераторами $R_3$ и $R^{\pm}$, $R^{\pm}|r,m\rangle = \sqrt{(r\mp m)(r\pm m+1)}|r,m\pm\pm 1\rangle$, являясь собственными векторами операторов Казимира $R^2 = \frac{1}{2}(R^+R^- + R^-R^+) + \frac{1}{4}R_3^2$ и инверсии $R_3$: $R^2|r,m\rangle = r(r+1)|r,m\rangle$, $R_3|r,m\rangle = m|r,m\rangle$. Основное состояние полностью симметризованного ансамбля из $N_a = 2r$ атомов в этом базисе задано вектором $|N_a/2,-N_a/2\rangle$, полностью возбужденное состояние отвечает вектору $|N_a/2,N_a/2\rangle$, а состояние полувозбуженного ансамбля атомов определено как $|N_a/2,0\rangle$. В базисе Дике кинетическое уравнение (1) связывает только диагональные матричные элементы $\langle r,m|\rho|r,m\rangle = \rho_{mm}$ и имеет следующий явный вид:

$$\frac{\partial\rho_{mm}}{\partial\tau} = -2|\chi|^2 g_{m,m-1}\mathcal{C}_{m-1}\rho_{mm} + + 2|\chi|^2 g_{m+1,m}\mathcal{C}_m\rho_{m+1m+1}, \qquad (2)$$

где коэффициенты $g_{m,m-1} = \langle r,m|R^+|r,m-1\rangle\langle r,m-- 1|R^-|r,m\rangle = (r+m)(r-m+1)$ определяют коллективную релаксацию в рамках описания излучения в модели Дике, отвечающей только резонансному взаимодействию открытой системы с вакуумным окружением. Нелинейные периодические функции $\mathcal{C}_m$ определены формулой

$$\mathcal{C}_m = \frac{1-\cos\left(\eta_+\frac{N_a}{2}+\eta_- m\right)}{\left(\eta_+\frac{N_a}{2}+\eta_- m\right)^2}.$$

В результате взаимодействия с широкополосным квантованным электромагнитным полем атомная система переходит из возбужденного симметризованного состояния в основное через целый ряд промежуточных состояний $|r,m\rangle$ “лестницы” Дике. Если для некоторых из них оказываются выполнены следующие соотношения между параметрами атомной системы

$$\eta_+\frac{N_a}{2}+\eta_- m = 2\pi k, \quad k = 1,2,3,\ldots, \qquad (3)$$

то такие состояния, имея нулевую скорость коллективной релаксации, стабилизированы по отношению к кооперативному распаду. Это происходит благодаря учету нерезонансных взаимодействий атомной системы и квантованного электромагнитного поля. Именно это взаимодействие и порождает периодические функции $\mathcal{C}_m$ как сомножители скоростных коэффициентов в кинетическом уравнении для матричных элементов атомной системы, а условие (3), как нетрудно видеть, удовлетворяет их нулевым значениям.

В качестве анализируемой величины нас будет интересовать интенсивность сверхизлучения в импульсе как функция времени. Эта величина пропорциональна убыли среднего значения энергии атомного ансамбля $I(\tau) = -q\frac{\partial}{\partial\tau}Sp\Big(\hbar\omega_0 R_3\rho\Big)$ и может быть определена следующей суммой

$$I(\tau) = q\sum_{m=-\frac{N_a}{2}}^{m=\frac{N_a}{2}}\gamma_0\hbar\omega_0 g_{m,m-1}\mathcal{C}_{m-1}\rho_{mm} = = q_0\sum_{-\frac{N_a}{2}}^{\frac{N_a}{2}} G_{m,m-1}\rho_{mm},$$

где $\gamma_0 = 2|\chi|^2$, $q$ – геометрический фактор, а $G_{m,m-1} = g_{m,m-1}\mathcal{C}_{m-1}$ определяет величину скоростных коэффициентов в условиях невинеровской динамики ансамбля.

Импульс сверхизлучения полностью возбужденного ансамбля большого числа атомов $N_a \gg 1$ описывается известным соотношением

$$I(\tau) = q\frac{N_a^2}{4}\gamma_0\mathrm{sech}^2\Big(\gamma_0\frac{N_a}{2}(\tau-\tau_0)\Big),$$

где время задержки импульса $\tau_0 = (\gamma_0 N_a)^{-1}ln(N_a)$ зависит от числа атомов в ансамбле. Эту характеристику сверхизлучения можно вычислить на основе определения среднего времени $\langle\tau\rangle$ излучения системой $n$ фотонов при переходе из возбужденного состояния в основное, которое в общем случае определяется суммой [28]

$$\langle\tau\rangle = \sum_{\frac{N_a}{2}-n-\frac{1}{2}}^{\frac{N_a}{2}}(\gamma_0 g_{m,m-1})^{-1}. \qquad (4)$$

В случае полувозбужденного начального состояния $|N_a/2,0\rangle$ атомной системы верхняя граница суммы (4) равна нулю, что приводит к отсутствию задержки импульса. Заметим, что именно в этом состоянии атомный ансамбль имеет максимальное значение величины дипольного момента. Поэтому такая характеристика импульса сверхизлучения как время задержки может служить в качестве определяющей для идентификации и различения начального состояния атомного ансамбля, описываемого в рамках традиционной модели Дике, описывающей только резонансные взаимодействия атомов и квантованного электромагнитного поля. Как показали приведенные далее исследования, это утверждение оказывается неверным в случае учета нерезонансного штарковского взаимодействия для обобщенной модели Дике.

В общем случае невинеровской динамики в условиях разных значений параметров штарковского взаимодействия рабочих уровней величина $g_{m,m-1}$ заменяется величиной $G_{m,m-1}$, которая определяется и периодической функцией $\mathcal{C}_{m-1}$. Последняя зависит не только от числа атомов в ансамбле, но и от собственного значения оператора коллективной инверсии (положения состояния системы на "лестнице" Дике), что не позволяет провести прямой расчет. Поэтому мы представим результаты численного расчета интенсивности импульса сверхизлучения для двух начальных состояний атомной системы – полностью возбужденного инвертированного состояния атомного ансамбля $|N_a/2, N_a/2\rangle$ и атомного ансамбля в полувозбужденном состоянии $|N_a/2, 0\rangle$, коллективная инверсия которого равна нулю. Следует отметить, что при выводе основного кинетического уравнения (1), определяющего кинетику атомного ансамбля, используются следующие соотношениях между константами взаимодействия $\eta_\pm \ll \chi \ll 1$. Поэтому эффекты штарковского взаимодействия, продуцируемые нерезонансным взаимодействием атомной системы и окружения, определяются малым значением величин $\eta_\pm$ и начинают проявляться, когда число атомов в ансамбле порядка $N_a \approx 100$. Однако их проявление в наблюдаемых характеристиках зависит от аргумента периодической нелинейной функции $\mathcal{C}_m$, который можно оценить как произведение $(\eta_\pm N_a)$. Поэтому мы представим численный расчет, в котором использована перенормировка – параметр $N_a = 8$, а значения параметров $\eta_\pm$ выбраны как доли числа $\pi$.

Наиболее простая ситуация для анализа невинеровской динамики атомного ансамбля возникает в условиях равенства величин параметров штарковского взаимодействия рабочих уровней, $\eta_- = 0$. Периодическая функция $\mathcal{C}_m$ при этом не зависит от квантового числа $m$, поэтому полное подавление коллективной релаксации определяется только критическим значением числа атомов в ансамбле $N_*$, которое находится в этом случае из условия $\eta_+(N_*/2) = 2\pi k, k = 1, 2, 3, \ldots$. Характеристики излучения, и, в частности, среднее время (4), определены указанной периодичностью от полного числа атомов в ансамбле. Так, для полностью возбужденного атомного ансамбля $|N_a/2, N_a/2\rangle$ наблюдается следующая повторяемость, связанная с изменением числа атомов в ансамбле. При значениях числа атомов меньших критических, с их увеличением, максимальное значение интенсивности в импульсе уменьшается, а время задержки увеличивается. С увеличением числа атомов ансамбля при значениях вслед за критическим, время задержки наоборот уменьшается, а интенсивность в максимуме импульса нарастает. Периодическая повторяемость определяет и число атомов в ансамбле, импульс кооперативного излучения от которых характеризуется наибольшей величиной интенсивности и наименьшим временем задержки. При последующем увеличении числа излучателей описанные периодические процессы повторяются. Подчеркнем, что для полностью возбужденного атомного ансамбля в оговоренных условиях наблюдения, когда коллективное излучение ансамбля не подавлено полностью, в импульсе сверхизлучения всегда наблюдается временная задержка. В случае полувозбужденного начального состояния ансамбля $|N_a/2, 0\rangle$, в этих условиях, по-прежнему нет временной задержки импульса сверхизлучения, а периодическая повторяемость наблюдается только в величине значения наибольшей интенсивности импульса.

Представим теперь результаты расчета интенсивности импульса сверхизлучения при невинеровской динамике коллектива атомов в условиях, когда параметры штарковского взаимодействия рабочих уровней различны по величине $\eta_- \neq 0$ и в штарковском взаимодействии слагаемое, определенное квантовым числом $m$, проявляется наиболее полно. Критические значения числа атомов в ансамбле, для которых коллективная релаксация полностью подавлена, могут быть найдены из условия (3) и определяются теперь не только полным числом атомов ансамбля, но и собственным значением оператора коллективной инверсии, квантовым числом $m$. В случае кооперативного излучения полностью возбужденного атомного ансамбля, с ростом числа возбужденных атомов в ансамбле до значения, отвечающего величине первого критического значения, интенсивность в пике импульса сверхизлучения уменьшается, а время задержки импульса растет, что продемонстрировано на рис. 1a. Однако при числах атомов в ансамбле вслед за критическим, импульс сверхизлучения не имеет задержки, что отражает сплошная кривая на рис. 1b.

В условиях разницы в значениях величины параметров штарковского взаимодействия рабочих уровней, новый эффект появляется и в импульсе сверхизлучения от полувозбужденного атомного ансамбля. Как продемонстрировано на рис. 2a, даже для атомных ансамблей с числом излучателей меньших, чем первое критическое значение, в импульсе сверхизлучения существует время задержки, что никогда не наблюдается в условиях винеровской динами-

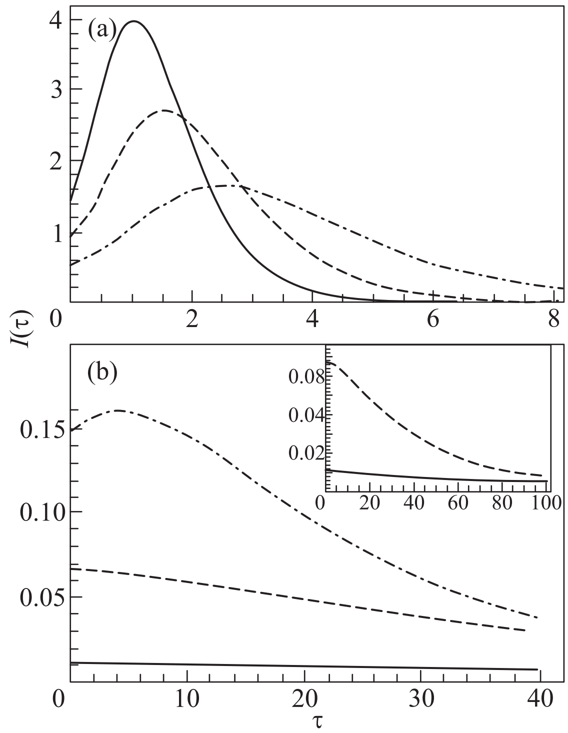


Рис. 1. (a) – Интенсивность импульса сверхизлучения от времени для невинеровской динамики полностью возбужденного атомного ансамбля для значения числа атомов в ансамбле, меньших первого критического. Параметры штарковского взаимодействия рабочих уровней разные $\eta_- = \pi/16$. Сплошная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.1$, пунктирная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.2$, штрих-пунктирная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.3$. (b) – Интенсивность импульса сверхизлучения от времени для невинеровской динамики полностью возбужденного атомного ансамбля для значения числа атомов в ансамбле, больших первого критического. Параметры штарковского взаимодействия рабочих уровней разные $\eta_- = \pi/16$. Сплошная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.7$, пунктирная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.8$, штрих-пунктирная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.9$

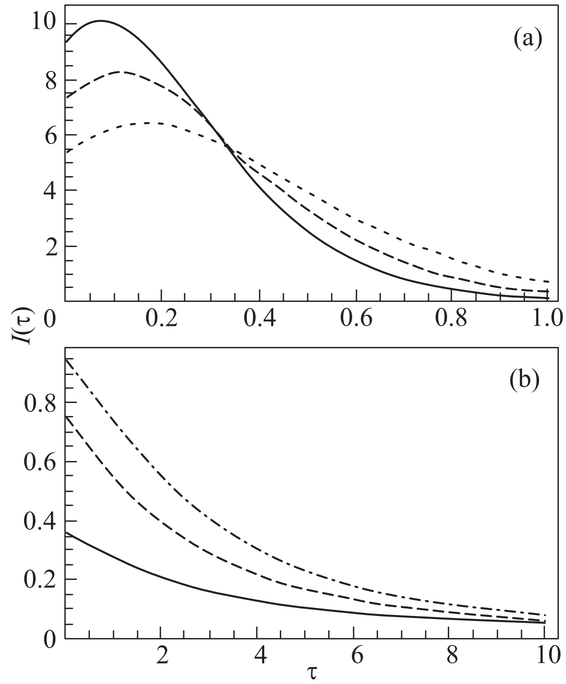


Рис. 2. (a) – Интенсивность импульса СИ от времени для невинеровской динамики полувозбужденного атомного ансамбля для значения числа атомов в ансамбле, меньших первого критического. Параметры штарковского взаимодействия рабочих уровней разные $\eta_- = \pi/5$. Сплошная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.1$, пунктирная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.2$, штрих-пунктирная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 0.3$. (b) – Интенсивность импульса СИ от времени для невинеровской динамики полувозбужденного атомного ансамбля для значения числа атомов в ансамбле, больших первого критического. Параметры штарковского взаимодействия рабочих уровней разные $\eta_- = \pi/5$. Сплошная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 1.2$, пунктирная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 1.4$, штрих-пунктирная кривая – $\eta_+ = \pi/4 + 1.6$

ки системы и является непосредственным проявлением особенностей нерезонансных взаимодействий системы и вакуумного окружения. Увеличение числа атомов в ансамбле до значения, отвечающего критическому, приводит к стабилизации состояний, что определено на рис. 2a тем фактом, что значение величины наибольшей интенсивности в импульсе уменьшается, а время задержки растет. По мере дальнейшего, вслед за критическим значением, роста числа атомов, на некотором этапе, задержка в импульсе не наблюдается, в то время как значение величины наибольшей интенсивности импульса нарастает, что продемонстрировано на рис. 2b. Условия периодической повторяемости навязывает появление импульса максимальной интенсивности, вслед за которым у импульса сверхизлучения вновь появляется время задержки.

Мы продемонстрировали отличия в характеристиках кооперативного излучения ансамбля атомов в условиях проявления их невинеровской динамики, обусловленные учетом наряду в резонансным, также и нерезонансных взаимодействий атомов с вакуумным электромагнитным полем окружения. Такая система описывается в рамках обобщенной модели Дике, что отличает ее от традиционной модели Дике, где учтены только резонансные взаимодействия между системами. Мы нашли, что в определенных условиях в импульсе сверхизлучения полностью возбужденного симметризованного атомного ансамбля может отсутствовать время задержки, а в импульсе кооперативного излучения полувозбужденного ансамбля наоборот появиться. Эти эффекты невозможно описать ни при каких условиях при использовании традиционной модели Дике, поскольку в условиях винеровской динамики в атомной системе нет конкурирующих между собой квантовых каналов формирования фотона излучения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, грант # 16-02-00453a.

1. R. Dike, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
2. Вл. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский, УФН **187**, 367 (2017).
3. K. Cong, Q. Zhang, Y. Wang, G. T. Noe II, A. Belyanin, and J. Kono, JOSA B **33**, C80 (2016).
4. C. Bradac, M. T. Johnsson, M. van Breugel, B. Q. Baragiola, and R. Martin, Nat. Commun. **8**, 1205 (2018).
5. А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский, *Кооперативные явления в оптике. Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы*, Наука, М. (1988).
6. M. G. Benedict, A. M. Ermolaev, V. A. Malyshev, I. V. Sokolov, and E. D. Trifonov, *Super-radiance: Multiatomic Coherent Emission*, Bristol and Philadelphia, IOP (1996).
7. C. W. Gardiner and M. J. Collett, Phys. Rev. A **31**, 3761 (1985).
8. C. W. Gardiner and P. Zoller, *Quantum noise*, Springer-Verlag, Berlin (2000, 2004).
9. В. П. Белавкин, УМН **47**, 47 (1992).
10. В. П. Белавкин, ТМФ **110**, 46 (1997).
11. А. С. Холево, *Квантовая вероятность и квантовая статистика, Итоги науки и техн. Совр. пробл. математики. Фунд. Направления*, ВИНИТИ **83**, 3 (1991).
12. А. М. Башаров, А. И. Маймистов, Э. А. Маныкин, ЖЭТФ **84**, 487 (1983).
13. A. M. Basharov, Phys. Lett. A **375**, 784 (2011).
14. A. M. Basharov, Phys. Rev. A **84**, 013801 (2011).
15. P. W. Milonni, *The quantum vacuum*, Academic Press, Boston (1994).
16. R. L. Hudson and K. R. Parthasarathy, Comm. Math. Phys. **93**, 301 (1984).
17. А. М. Башаров, Письма ЖЭТФ **94**, 28 (2011).
18. А. М. Башаров, ЖЭТФ **140**, 431 (2011).
19. A. M. Basharov, Phys. Lett. A **376**, 1881 (2012).
20. А. М. Башаров, Опт и спектроскопия **116**, 532 (2014).
21. B. Q. Baragiola, R. L. Cook, A. M. Branczyk, and J. Combes, Phys. Rev. A **86**, 013811 (2012).
22. A. Dabrowska, G. Sarbicki, and D. Chruscinski, Phys. Rev. A **96**, 053819 (2017).
23. B. Q. Baragiola and J. Combes, Phys. Rev. A **96**, 023819 (2017).
24. А. И. Трубилко, А. М. Башаров, Письма в ЖЭТФ **107**, 555 (2018).
25. В. С. Бутылкин, А. Е. Каплан, Ю. Г. Хронопуло, Е. И. Якубович, *Резонансные взаимодействия света с веществом*, Наука, М. (1977).
26. A. I. Maimistov and A. M. Basharov, *Nonlinear optical waves*, Kluwer Academic, Dordrecht (1999).
27. А. М. Башаров, Письма в ЖЭТФ **107**, 151 (2018).
28. В. М. Файн, УФН **64**, 273 (1958).